

## エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

その他（別言語等） のタイトル	A Calculation Method of Sound Diffraction around an Enclosure and its Applying Conditions
著者	西田 公至
雑誌名	室蘭工業大学研究報告．理工編
巻	34
ページ	115-128
発行年	1984-11-30
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10258/1091">http://hdl.handle.net/10258/1091</a>

# エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

西 田 公 至

## A Calculation Method of Sound Diffraction around an Enclosure and its Applying Conditions

Kohshi NISHIDA

### Abstract

This paper deals with the diffracted sound field around a rectangular enclosure theoretically and experimentally, which has one or two apertures and contains sound sources inside. The sound pressure level distribution in the diffracted sound field has been computed based on Pierce's approximate expressions for sound diffraction over a single wedge or a three-sided semi-infinite barrier with two edges, and actually measured by the photographic sound visualization method used as a trial. In the computation, it is assumed that the sound radiation from an aperture can be expressed by a point source or distributed ones according to lower or higher frequencies. Based on these results, the applicability of the approximate expressions is examined to the estimation of the diffracted sound field around actual enclosures.

The results may be summarized as follows : (1) When the distances from each edge to adjacent edge, source and observation point are larger than one third wave length, the computed results by Pierce's approximate expressions are in good agreement with the experimental results. (2) The complicated directional patterns of the diffracted sound field can be grasped sufficiently in detail by using the sound visualization method.

### 1. 緒 言

建設機械のエンジン騒音やモータの騒音等の防音対策として、騒音源の周囲をカバーで覆い、密閉遮音構造とするエンクロージャ方式が多く用いられている。エンクロージャは内部の過熱防止や吸排気等のため開口部を必要とし、完全な密閉構造とはなっていない。このため、振動に起因するエンクロージャ表面からの放射パワーのほかに、開口部からの放射パワーが問題となり、それぞれ音響面からの設計対策が必要となる。対策を考える際には、実際の現象について十分に診断をすることがまず重要となる。そこで本研究では、開口部から放射された音によるエンクロージャ周囲の回折音場を対象として考える。一般に、機械構造の騒音源による放射音場を予測する場合、音場内の障害物による反射や回折の影響を考慮することは難しいため省略して扱われる場合が多い。一方、回折に関する研究は、特に、障壁について多くなされている

る。例えば, Macdonald<sup>1)</sup> は任意の外角のくさび状の半無限障壁に球面波が入射する場合の回折波の厳密解を, 数値計算には向かないが, はじめて求めている。さらに, Pierce<sup>2)</sup> は Macdonald の厳密解と Keller<sup>3)</sup> の幾何光学的回折理論に基づいて, 任意の外角のくさび状半無限障壁と 2 つのくさびにより構成された 3 側面をもつ半無限障壁とに, 点音源からの球面波が入射した場合の回折波の近似式を提示している。

本研究では, 直方体エンクロージャの開口部による外部の音場を対象として, エンクロージャの 1 つの側面の中心に円孔がある場合及び隣接した 2 つの側面のそれぞれの中心に円孔がある場合について考える。それぞれの場合について, Pierce の近似式の応用による外部音場の計算結果と発光ダイオードを用いた音場の可視化方法による測定結果との比較検討を行ない, 円孔によりエンクロージャ周囲に形成される外部音場の特性と Pierce の近似式の騒音予測への適用性を検討する。

## 2. 回折音場の計算

Keller の幾何光学的回折理論によれば, ある物体が存在する音場内の任意の観測点における速度ポテンシャル  $\Phi = \phi e^{-i\omega t}$  は, その点を通る幾何光学的音波  $\phi^g$  と回折波  $\phi^d$  の和として表わされる。幾何光学的音波は音源からの直接波と物体表面からの反射波との和として表わされ, 実音源及び鏡像関係による虚音源からの放射音として容易に求めることができる。ここでは回折波について, 図-1 に示すような 4 本のエッジ  $E_j$  ( $j = 1 \sim 4$ ) をもった無限長の四角柱に点音源からの球面波が入射したときの観測点における回折波  $\phi^d$  について, 一般的に説明する。各エッジ間距離を図示のように  $w_{12}(=w_{21})$

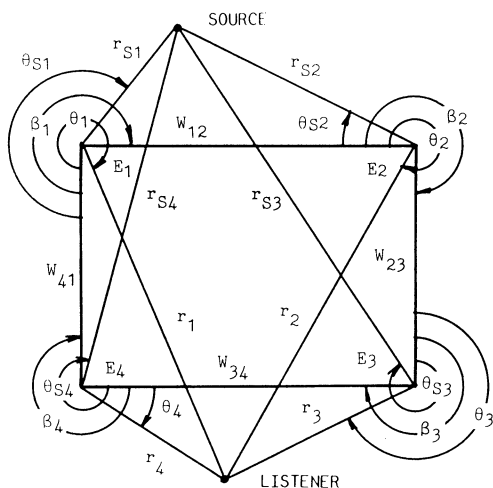


図-1 無限長の四角柱と記号の定義

のように表わし, 各エッジのくさび部の外角を  $\beta_j$  ( $j = 1 \sim 4$ ) と表わす。さらに座標系として, 各エッジを  $z$  軸とする 4 つの円筒座標を考え, 音源と観測点との位置を, 例えばエッジ  $E_1$  について  $(r_{s1}, \theta_{s1}, z_s)$  及び  $(r_1, \theta_1, z)$  のように表わす。Keller の幾何光学的回折理論によれば, エッジから音源及び観測点までの距離が十分大きく, かつ, エッジ間の距離が十分大きいときは, すなわち波長定数を  $k$  として, 次の式(1)の関係が成り立つとき,

$$kr_{sj}, kr_j, kw_{jl} \gg 1 \quad (1)$$

音源からエッジ  $E_j$  上に直接波が入射すると, その点から 1 重回折波  $\phi_j^d$  が, エッジとのなす角

が入射角と同じとなるような円錐状に、 $E_j$ におけるくさびの外部領域に放射される。さらに、辺 $w_{jt}$ を含む面に沿ってエッジ $E_t$ に入射した1重回折波により、2重回折波 $\phi_{jt}^d$ が $E_t$ におけるくさびの外部領域に放射される。このようにして順次、多重回折波が各エッジから放射される。したがって、観測点における回折波の寄与はこれらの無限に多くの回折波の和として表わされることになる。しかし、後述する式(3)と式(4)との比較からも明らかとなるように、1度回折するごとに回折波の影響は小さくなり、2重回折波は1重回折波よりもかなり小さくなる。図1に示した四角柱の場合には、3重回折波が存在する領域には必ず1重又は2重回折波が存在する。このため、3重以上の回折波は十分省略し得ると考えられる。そこで、3重以上の回折波を省略すると、観測点における回折波 $\phi^d$ は一般的に次のように表わすことができる<sup>4)</sup>。

$$\begin{aligned}
 \phi^d = & \eta(\beta_1 - \theta_{s1}) \{ \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_{11}^d + \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_{14}^d \} \\
 & + \eta(\beta_2 - \theta_{s2}) \{ \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_{22}^d + \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_{23}^d + \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_{21}^d \} \\
 & + \eta(\beta_3 - \theta_{s3}) \{ \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_{33}^d + \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_{34}^d + \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_{32}^d \} \\
 & + \eta(\beta_4 - \theta_{s4}) \{ \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_{44}^d + \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_{41}^d + \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_{43}^d \}
 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{ただし, } \eta(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

エンクロージャの円孔による放射音場の計算では、円孔部を外部に対する音源と考え、円孔を1個の点音源又は分布点音源によって表わす。

## 2-1 1重回折波

式(2)における1重回折波 $\phi_j^d$ は $j$ 番目のエッジでの単一くさびによる回折として考えることにより、PierceがMacdonaldの厳密解とKellerの幾何光学的回折理論に基づいて、半無限障壁に関して求めた近似式によって表わすことができる。その近似式を数値計算に適した表現に改めると次のように表わされる。

$$\phi_j^d = \frac{e^{i k L_j}}{L_i} \{ V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, 1) + V_j(r_{sj}, -\theta_{sj}, r_j, \theta_j, 1) \} \quad (3)$$

ここに、

$$L_j = \sqrt{(r_{sj} + r_j)^2 + (z - z_s)^2} \quad (4)$$

また、 $V_j$ は回折の寄与を表わす関数で、第1近似式及び第2近似式として、それぞれ式(5)、式(6)のように表わされる。

$$V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, B) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot A_D \{ B \cdot X_j(\theta_j - \theta_{sj}) \} \quad (5)$$

$$V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, B) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\pi X_j(\theta_j - \theta_{sj})} \{ [1 + B \cdot \Delta_j(\theta_j - \theta_{sj})] \\ \times \pi W_j(\theta_j - \theta_{sj}) \cdot A_D\{B \cdot W_j(\theta_j - \theta_{sj})\} - \Delta_j(\theta_j - \theta_{sj}) \} \quad (6)$$

式(5), 式(6)における関数  $A_D$ ,  $X_j$ ,  $W_j$ ,  $\Delta_j$  は以下のように表わされる。B項については次節で述べる。

$$A_D\{x\} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{(\pi/2)^{1/2} x - e^{-i\pi/4} \cdot u} du \\ = \text{sgn}(x) \{ f(|x|) - ig(|x|) \} \quad (7)$$

ここに,  $\text{sgn}(x)$  は  $x \geq 0$  に対して  $+1$ ,  $x < 0$  に対して  $-1$  の値をとる。 $f(x)$ ,  $g(x)$  は補助フレネル関数で, いずれも  $0.5$  より小さい値をとり, フレネル積分による表示や数表が知られている。しかし, 回折音場の計算を行なうためには, 式(7)で表わされる関数  $A_D\{x\}$  を数値計算に適した近似式によって表わす必要がある。川井<sup>4)</sup>は次のような近似式(8)を用いている。すなわち,

$$A_D\{x\} = \text{sgn}(x) \cdot \exp \left\{ -i \frac{\pi}{4} \left( 1 - \sqrt{\frac{x^2}{x^2 + 0.9}} \right) \right\} \cdot \begin{cases} \frac{1}{\pi|x|} \left\{ 1 - \frac{0.32}{(x^2 + 0.8)^2} \right\} & \text{for } |x| \geq 0.8 \\ \sqrt{2} \left\{ 0.5 - \frac{|x|}{1.3|x| + 1.98} \right\} & \text{for } |x| < 0.8 \end{cases} \quad (8)$$

ここでは,  $0 \leq x \leq \infty$  の範囲で成り立つ次のような近似式<sup>5)</sup>すなわち, 式(9), 式(10)を用いて音場の計算を行なう。

$$f(x) = \frac{1 + 0.926x}{2 + 1.792x + 3.104x^2} \quad (9)$$

$$g(x) = \frac{1}{2 + 4.142x + 3.492x^2 + 6.670x^3} \quad (10)$$

式(9), 式(10)はともに,  $0 \leq x \leq \infty$  の範囲で誤差  $\epsilon(x)$  が,  $|\epsilon(x)| \leq 2 \times 10^{-3}$  となる近似式である。式(8)では  $x \leq 0.8$  の場合,  $f(x)$  について  $|\epsilon(x)| < 5 \times 10^{-3}$ , また  $g(x)$  について  $|\epsilon(x)| < 9 \times 10^{-3}$  となり, 式(9)及び式(10)による方が精度がよい。 $x > 0.8$  の場合には  $f(x), g(x)$  とともに  $|\epsilon(x)| < 1 \times 10^{-3}$  となっており, 式(8)の方がやゝ精度がよい。しかし, 式(8)による計算結果と式(9)及び式(10)による結果とではほとんど差はみられない。

$$X_j(\theta) = \Gamma_j \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{\nu_j \sin \nu_j \pi} \quad (11)$$

$$W_j(\theta) = \Gamma_j \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{\nu_j (1 - \cos \nu_j \pi \cos \nu_j \theta)^{1/2}} \quad (12)$$

$$\Delta_j(\theta) = \frac{\cos \nu_j \pi}{2} \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{1 - \cos \nu_j \pi \cos \nu_j \theta} \quad (13)$$

ここに,

$$\nu_j = \frac{\pi}{\beta_j}, \quad \Gamma_j = \sqrt{\frac{k r_{sj} r_j}{\pi L_j}} \quad (14)$$

と表わされる。式(5), 式(6)で表わされる第1及び第2近似式はくさびの開きを表わす角度 $\beta$ が $2\pi$ となる厚みのない半無限障壁のとき一致する。また, 式(14)に表わされる $\Gamma_j$ が, $\Gamma_j \gg 1$ かつ $\Gamma_j \gg 2\nu_j |\cot \nu_j \pi|$ を満すとき一致することが示される。この条件が満されない場合で $\beta$ が $\pi$ に近づくときには, 第1近似式は近似度がわるくなる。このようなときには第2近似式を用いる方が精度のよい結果が得られる。

### 2-3 2重回折波

Pierceは2本のエッジをもつ厚みのある障壁について, 第1近似式を応用して2重回折波を表わしている。しかし, 第2近似式を応用しても2重回折波を表わすことができる。ここでは, 図1に示した四角柱の周囲の音場を計算するのに便利のように, 2重回折波を一般的に表わしておく。すなわち

$$\phi_{jl}^d = \frac{2e^{jkL_{jl}}}{L_{jl}} \cdot V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, w_{jl} + r_l, \alpha_j, B_j) \cdot V_l(r_{sj} + w_{lj}, \alpha_l, r_l, \theta_l, B_l) \quad (15)$$

ここに,

$$L_{jl} = \sqrt{(r_{sj} + w_{jl} + r_l)^2 + (z - z_s)^2} \quad (16)$$

引数 $\alpha_j, \alpha_l$ は回折波がエッジ番号に従って右回りに伝搬する場合, すなわち図-1では $l-j=1, -3$ となるときは, $\alpha_j = \beta_j, \alpha_l = 0$ の値をとる。また, 左回りの場合, すなわち, $l-j=-1, 3$ となるときは, $\alpha_j = 0, \alpha_l = \beta_l$ となる。引数 $B_j$ 及び $B_l$ は第1近似式(5)を用いる場合には $X_j$ について, また第2近似式(6)を用いる場合には $W_j$ について,

$$\begin{aligned} B_j &= B_{jl}, \quad B_l = 1 \quad \text{for} \quad |X_j| \leq |X_l| (|W_j| \leq |W_l|) \\ B_j &= 1, \quad B_l = B_{jl} \quad \text{for} \quad |X_j| > |X_l| (|W_j| > |W_l|) \end{aligned} \quad (17)$$

と表わされる。ここに,  $B_{jl}$ は次式(18)により表わされる。

$$B_{jl} = \sqrt{\frac{w_{jl}(w_{jl} + r_{sj} + r_l)}{(w_{jl} + r_{sl})(w_{jl} + r_l)}} \quad (18)$$

## 3. 実 験 方 法

## 3-1 エンクロージャモデル

実験には、図-2及び図-3に示したように、1個の円孔を有する1面放射モデル及び2個の円孔を有する2面放射モデルの2通りの直方体形のエンクロージャモデルを用いた。モデルの製作に際しては、各構成面の振動による放射音の影響をさけるため、内部には鉛板によるライニングを施すなど十分に注意を払った。円孔はすべて直径22mmとし、内部音源にはスピーカを用いている。スピーカ入力としては純音及び1/3オクターブバンドノイズを用い1Wで入力した。また、2面放射モデルの場合には、2個のスピーカ入力の位相を同位相と逆位相の2通りに変化させた。エンクロージャモデルはターンテーブル上に設けた支持台に防振ゴムを介

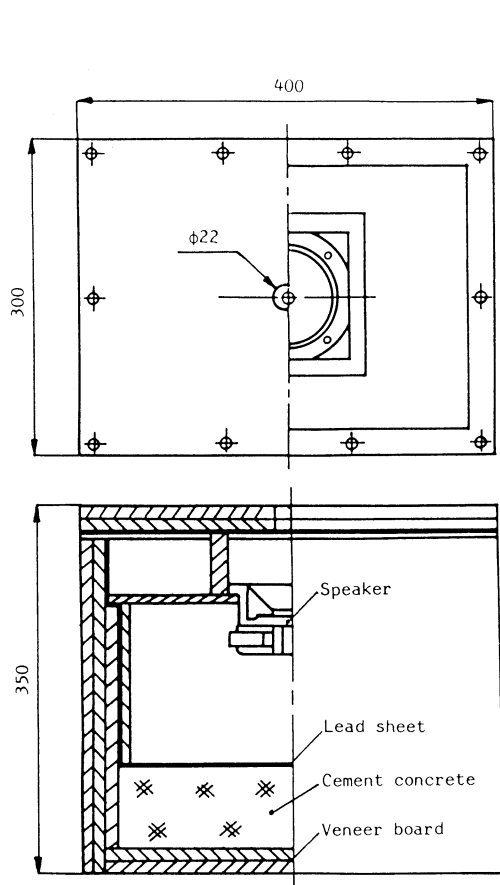


図-2 1面放射のエンクロージャモデル

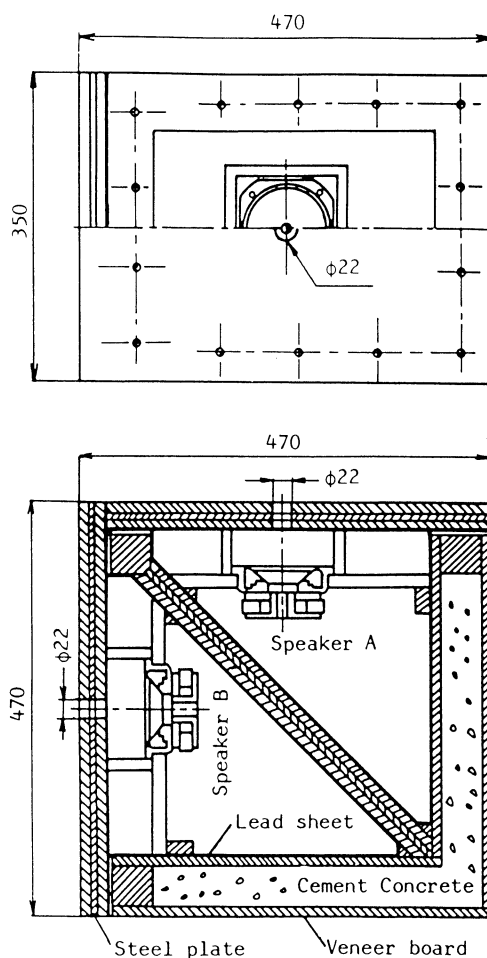


図-3 2面放射のエンクロージャモデル

して設置される。

### 3-2 音場の可視化測定方法

音場の測定には、発光ダイオード (LED) を利用した試作による LED 走査式自動音場可視化装置<sup>6)</sup>を用い、エンクロージャの円孔の中心を通り、円孔を含む面の長辺に平行で、しかもその面に垂直な走査平面内の音圧レベル分布を可視化測定した。音場の可視化測定系を図-4に示す。この可視化装置は、3色(赤黄緑)の発光ダイオードを取り付けたマイクロホンを直交する3軸方向に走査させるためのマイクロホン自動走査装置、5 dB ごとの音圧レベル(SPL)の大きさに従って、3色の発光ダイオードを反復点滅させるためのLED式音圧レベル表示装置及び写真撮影装置とから成っている。マイクロホンが音場を走査するにつれ、5 dB ごとの音圧レベルの大きさに従って、3色の発光ダイオードは反復点滅しながら光の軌跡を描く。この光の軌跡をカラー写真に記録することにより、音圧レベル分布を定量的に可視化することができる。従って、音源の指向性、回折や干渉の状態など音場の特性を詳細に把握することができる。なお実験は簡易無響室内で行なった。

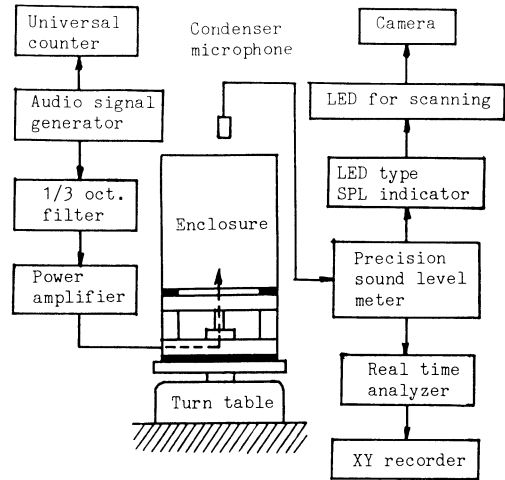


図-4 音場の可視化測定系

## 4. 結果及び考察

エンクロージャの円孔から放射される音の強さ及び指向性は、同一の円孔に対しても周波数によって異なる。このため、スピーカ入力の設定周波数はホワイトノイズを入力したときの放射音の周波数分析の結果及び式(1)の条件を考慮して、315 Hz, 500 Hz, 3150 Hz, 及び 6300 Hz とした。円孔からの放射音は周波数が 3150 Hz 以下では、放射面の近傍では半球面状に放射されるが、6300 Hz のように周波数がかかなり高くなると、円孔の軸線方向に大きな指向性を示すようになる。この結果は、無限バツフル中での円形ピストン振動板による放射音場の指向性<sup>7)</sup>と類似していることを示している。図-5に周波数の相違による円孔からの放射音の指向性についての一例を示しておく。これらの結果に基づいて、音場の計算では 3150 Hz 以下の周波数に対しては、円孔中心に1個の点音源があるものと仮定し、6300 Hz の場合には指向性を考慮するために、円孔の面積を中心部と周辺部とで9等分し、それぞれの図心に同じ強さの点音源が分布しているものと仮定した。計算に必要な幾何学的音波  $\phi^g$  としては、放射面を含む無限平面前



方の空間に放射される直接波のみが対象となり、 $\phi^g = 2e^{ikt}/r$ と表わされる。ここに  $r$  は音源と観測点との距離である。なお計算には参照値として、円孔中心から軸線上 20 mm の点での音圧レベル測定値を用いた。対象としたエンクロージャ周囲の音場の計算では、第 1 近似式によると第 2 近似式を用いた場合より回折の影響がやゝ小さめに計算されるが、その差は無視し得る程度である。以下の計算結果の例は第 2 近似式によるものを示す。図-6 は 315 Hz の純音に対する 1 面放射の場合のエンクロージャ周囲の音圧レベル分布の可視化結果と計算結果とを示している。可視化結果から明らかなように、円孔からの音はその前方領域に強く放射され、主として 1 重回折による側面領域及び 2 重回折による背面領域へと回折するにつれ音圧レベルが小さくなっている。エンクロージャの放射面及び背面のごく近傍で比較すると約 20 dB の差が生じている。また、計算結果と比較すると 80 dB 以上の音圧レベルの領域では比較的良好に対応しているが、背面領域とその付

近では差が大きくなっている。この主な理由としては、(1) 315 Hz のときは音源とエッジ間の距離  $r_{sj}$  に対して  $kr_{sj} = 1.16$  となり、式(1)による条件の  $kr_{sj} \gg 1$  が成り立つとはいえないこと、及び(2) 計算では無限長の四角柱を仮定しているが、用いたエンクロージャは有限長のものであり、前後の面からの回折の影響が実際には存在するため、計算値は測定値よりも小さく求まることに依るものと考えられる。なお、可視化結果は実際には、赤黄緑の 3 色によって表わされた鮮明なカラー写真として得られている。次に、中心周波数 3150 Hz 及び 6300 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズによる一面放射の場合の結果をそれぞれ、図-7、図-8 に示す。図から明らかなように、周波数が高くなると回折の程度が小さくなり、図 6 の場合に比べ放射面と背面とに対する領域の音圧レベル差がかなり大きくなっている。また、計算結果と測定結果を比較すると、背面領域で数 dB の差がみられるものの、全体的にかなりよい一致がみられる。この場合、3150 Hz に対して  $kr_{sj} = 11.65$  となり、また、6300 Hz に対しては  $kr_{sj} = 23.27$  となり、式(1)の条件の  $kr_{sj} \gg 1$  は十分満足されていると考えられる。放射面の長辺をエッジとするような回折波に対しては、それぞれ  $kr_{sj} = 8.74, 17.45$  となっている。

次に 2 面放射の場合の結果について述べる。図-9 に、315 Hz の純音を逆位相で入力した場合

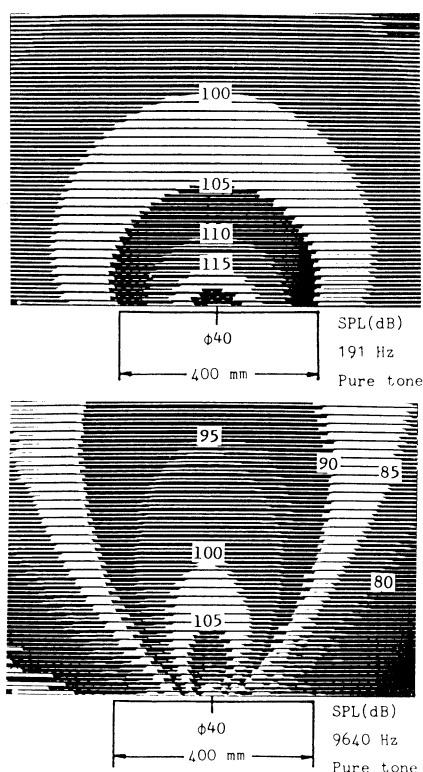


図-5 周波数の相違による放射音の指向性

エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

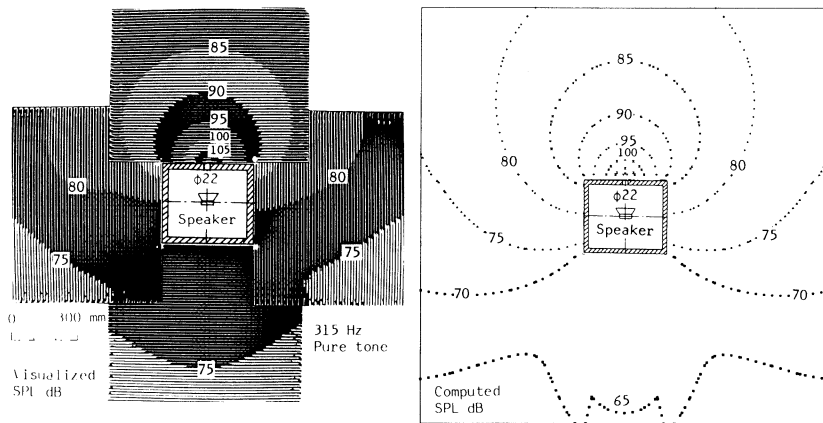


図-6 315Hzの純音による1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

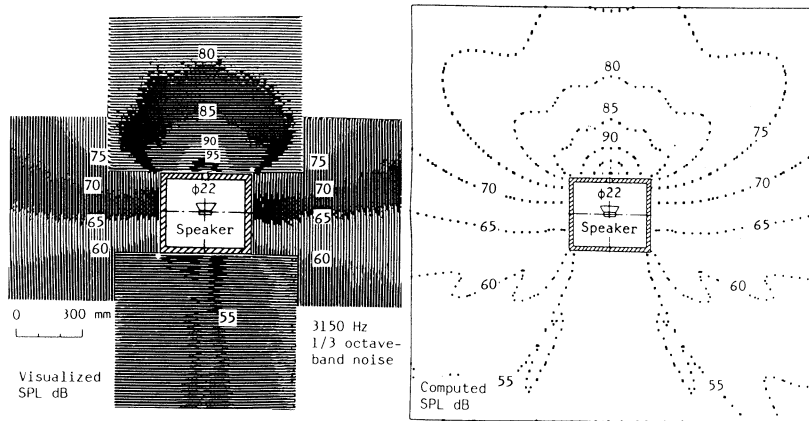


図-7 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

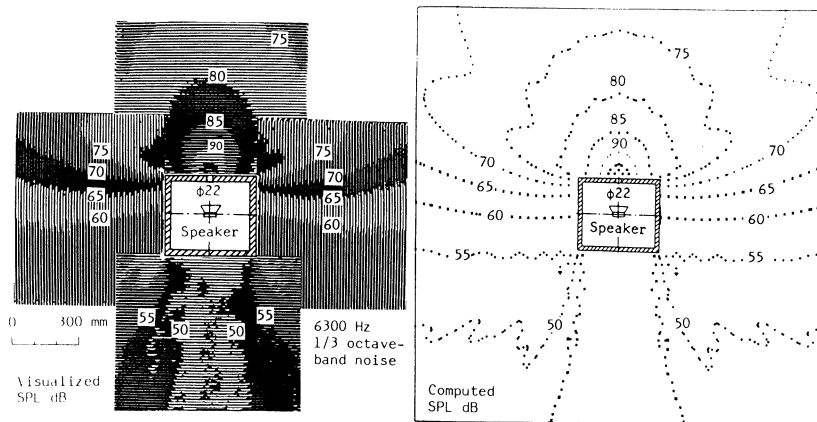


図-8 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

合の結果を示す。この場合、2つの円孔から等距離にあるエンクロージャの対角面上では干渉の結果音圧レベルが小さくなるようすがよくわかる。また、計算結果と測定結果とを比較すると、同じ 315 Hz であっても、全体的に 1 面放射の場合よりもよい対応がみられる。この理由として、次のようなことが考えられる。(1) 2 面放射モデルでは、放射面の短辺をエッジとする回折波に対して、 $kr_{sj}=1.37$  となり、また長辺をエッジとする場合には、 $kr_{sj}=1.02$  となり、1 面放射の場合よりも大きな値となっている。なお 1 面放射の場合の后者の値は 0.87 となっている。(2) 1 面放射の場合の背面領域は 2 重回折波領域であるが、2 面放射の場合、例えば、スピーカ A に対する背面領域にはスピーカ B による 1 重回折波の影響が大きい側面領域が重なるため、1 面放射の場合にも比較的よい対応を示している側面領域の回折波の影響が支配的となる。図-10 は中心周波数 500 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを同位相で入力した場合の結果を示している。この場合、2つのスピーカ入力に多少の差がみられるため、2つの円孔から等距離の対角面に対する対称性がやゝくずれている。計算と測定とによる結果を比較すると、全体的にかなりよく一致していることがわかる。500 Hz に対して放射面の短辺をエッジとする回折波では  $kr_{sj}=2.17$  となり、また長辺をエッジとする場合は  $kr_{sj}=1.62$  となる。可視化結果で、両スピーカの対角面方向で放射面と逆側の領域の一部に、計算結果と相違するところがみられるが、これは計算に用いる周波数を中心周波数で代表させているためによると思われる。ここでは例示していないが、500 Hz の場合の一面放射による結果でも、他の周波数の場合と同様背面領域で多少低めに計算されるが、全体的に計算結果と測定結果とがよく一致する。この場合、短辺と長辺とをエッジとするそれぞれの回折波に対して、 $kr_{sj}=1.85$  及び 1.39 となる。図-11 及び図-12 は中心周波数 3150 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを、それぞれ、同位相及び逆位相で入力した場合の結果を示している。いずれの場合もかなり複雑な指向性がみられるが、用いた可視化方法によればこれらの指向性をはじめ、干渉や回折のようすを詳細に把握することができる。また、計算結果と測定結果とが、いずれの場合にもかなりよく一致している。この場合、短辺と長辺とをエッジとするそれぞれの回折波に対して、 $kr_{sj}=13.68$  及び 10.19 とかなり大きくなっており、式(1)の条件の  $kr_{sj} \gg 1$  は十分満足されていると考えられる。さらに周波数が高くなり指向性が複雑となった場合の例として、中心周波数 6300 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを、それぞれ、同位相及び逆位相で入力した場合の結果を図-13 及び図-14 に示す。指向性は 3150 Hz の場合よりさらに複雑となっているが、やはり計算結果と測定結果とが実によく一致している。この場合の長辺方向と短辺方向に対する  $kr_{sj}$  の値はそれぞれ 27.36 及び 20.37 とさらに大きくなっている。

以上の結果から総合的に考えると、1 面放射の場合には背面領域で音圧レベルが多少低めに計算されるが、使用した 2 種類のエンクロージャモデルに対して、少なくとも 500 Hz 以上の周波数に対して Pierce の近似式はかなりの精度で適用できるものと考えられる。ここで、式(1)に

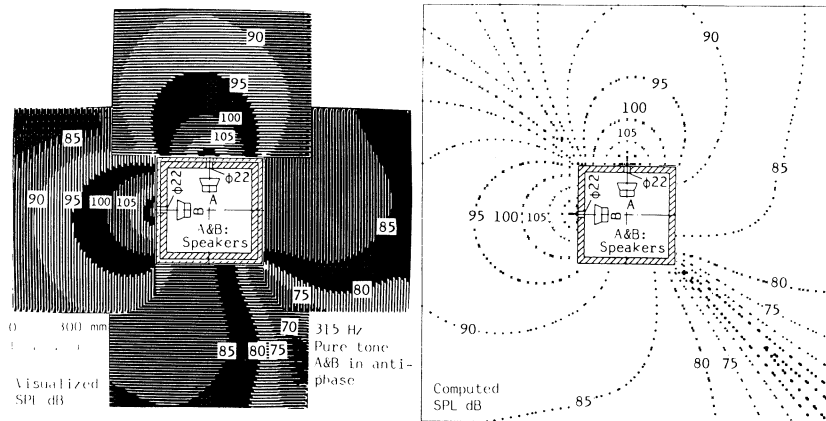


図-9 315Hzの純音による2面放射モデル周囲の音圧レベル分布  
：逆位相入力

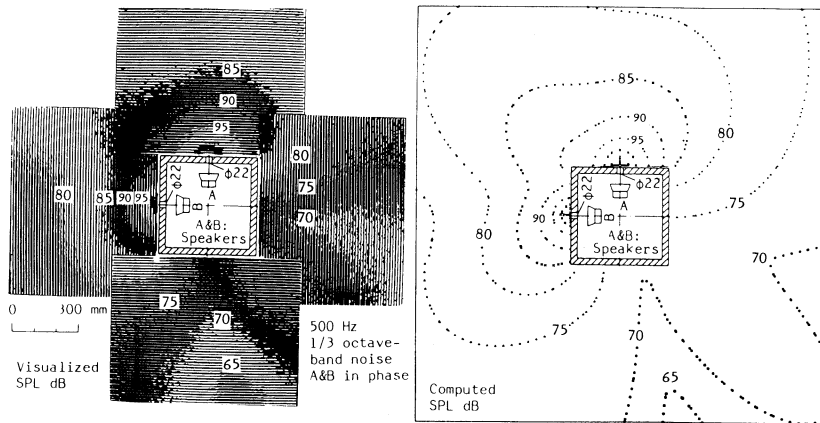


図-10 中心周波数500Hzの1/3オクターブバンドノイズによる  
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

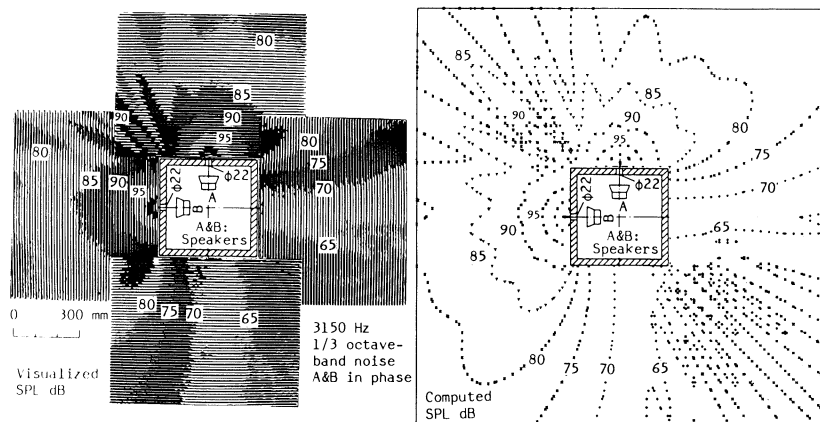


図-11 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる  
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

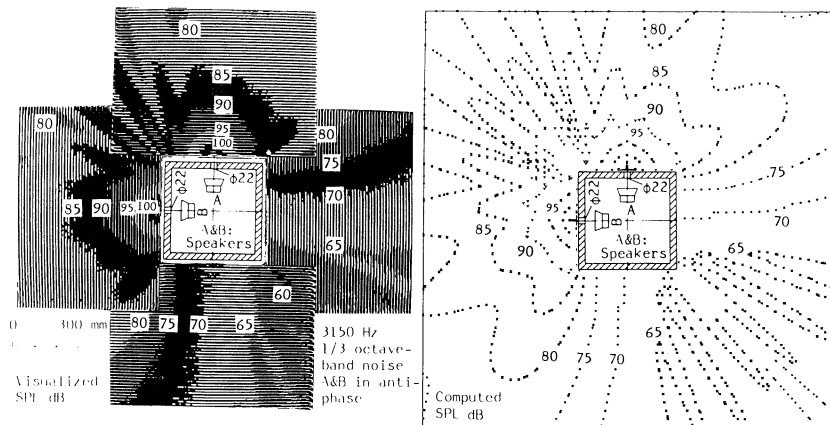


図-12 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる  
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：逆位相入力

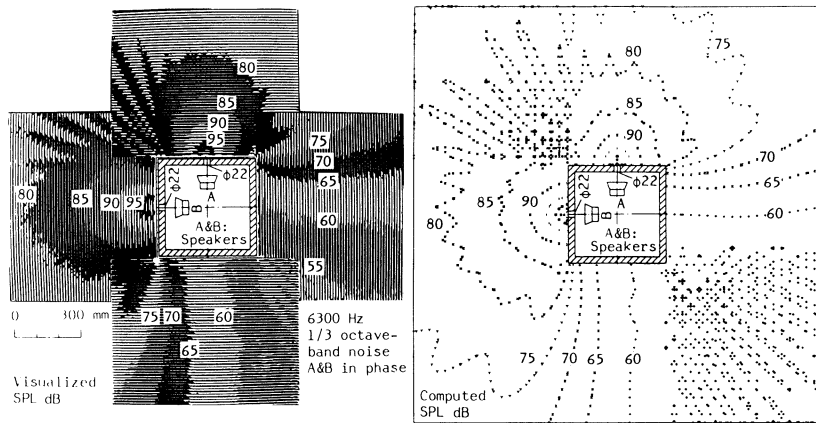


図-13 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる  
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

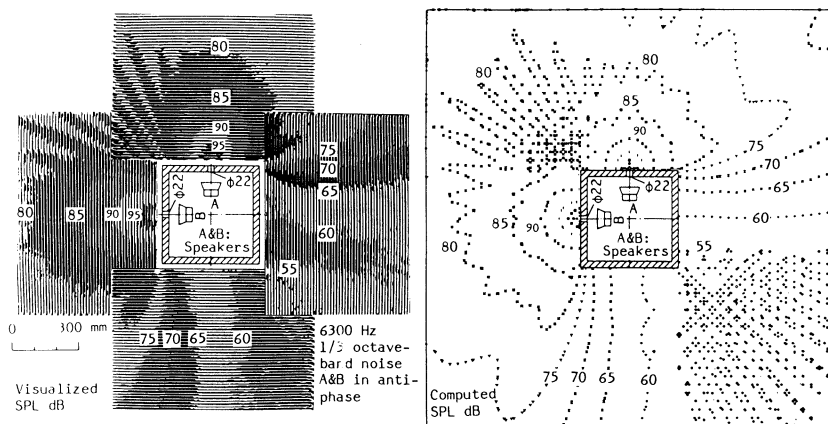


図-14 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる  
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：逆位相入力

よる条件, すなわち,  $kr_{sj}$ ,  $kr_j$ ,  $kw_{jt} \gg 1$  について考察する。エンクロージャモデルでは  $w_{jt} > r_{sj}$  となっているため,  $kr_{sj} \gg 1$  及び  $kr_j \gg 1$  の条件について考える。 $kr_{sj}$  については 500 Hz 以上の周波数に対する結果から,  $kr_{sj} > 2$  としてよいと考えられる。また, 測定点とエッジとの距離  $r_j$  についての条件  $kr_j \gg 1$  については, 図-10~図-14 の結果から明らかなように, 実際には  $r_j$  がわずか数 cm の距離の場合でも計算値と測定値とがよく一致している。これらの結果から考えると, 式(1)の条件は少なくとも次式(19)が成り立てば十分であると考えられる。すなわち,

$$kr_{sj}, kr_j, kw_{jt} > 2 \quad (19)$$

波長を  $\lambda$  で表わすと  $k = 2\pi/\lambda$  であるから式(19)は式(20)のように表わすこともできる。

$$r_{sj}, r_j, w_{jt} > \lambda/3 \quad (20)$$

## 5. 結 言

円孔による 1 面放射及び 2 面放射形の直方体エンクロージャ周囲の回折音場を Pierce の近似式を適用して求め, 音場の可視化方法による測定結果との比較により, 用いた近似式の適用条件について検討を行なった。その結果, 次のような結論を得た。

- (1) エンクロージャの各エッジから音源と観測点とに至るそれぞれの距離及び各エッジ間の距離が  $1/3$  波長よりも大きければ, 有限長のエンクロージャ周囲の回折音場に対しても, Pierce の近似式は十分な精度で適用できる。
- (2) 1 面放射のエンクロージャの場合, 放射面の向い合った 2 組のエッジを回るそれぞれの回折波について, (1)の条件が成り立つとき, 1 組のエッジによる回折波のみを考慮するだけでも, 背面領域で多少低めに計算されることを除けば, 全体的に測定値とよく一致した結果が得られる。また, 2 面放射の場合にはエンクロージャ周囲の全領域に対して, かなり精度の高い結果が得られる。
- (3) 考案した音場の自動可視化測定方法によれば, 複雑な指向性の音源に対しても, 音圧レベル分布が定量的に求められ, 干渉や回折による音場の特性が詳細に把握できることが確認できた。

終りに, 本研究は昭和 56 年文部省科学研究費補助金, 一般研究(c)の補助を受けて行なった研究の一部であることを付記する。

(昭和 59 年 5 月 16 日 受理)

## 文 献

- 1) Macdonald, H. M. : Proc. London Math. Soc. 14, 410 (1915)
- 2) Pierce, A. D. : J. Acoust. Soc. Am. 55, (4) 941 (1974)
- 3) Keller, J. B. : J. Opt. Soc. Am. 52, 116 (1962)

- 4) 川井孝雄：日本音響学会誌 34, (7) 369 (1978)
- 5) Abramowitz, M. and Stegun, I. A. : Handbook of Mathematical Function 302 (Dover, 1972)
- 6) 西田公至, 飛瀬 修：精密機械 49, (12) 1620 (1983)
- 7) 早坂寿雄, 吉川昭吉郎：音響振動論 618 (丸善, 1974)